

異常抵抗による沿磁力線加速 (Review)

三 浦 彰*

A Review of Field-Aligned Acceleration by Anomalous Resistivity

Akira MIURA*

Abstract: Basic concepts of anomalous resistivity and the physical mechanism of current driven instabilities are reviewed with a view to applying them to the field-aligned acceleration of auroral electrons. A paradox that an anomalous 'resistivity' contributes to acceleration of electrons is resolved by taking into account its different effects on electrons in different parts of the distribution function (PAPADOPOULOS: Rev. Geophys. Space Phys., **15**, 113, 1977); bulk electrons carrying a field-aligned current are anomalously scattered and decelerated by collisions with turbulent electrostatic waves and contribute to maintain parallel electric field, which in turn accelerates electrons in the tail of the distribution. Among the possible instabilities the electrostatic ion cyclotron instability has the lowest threshold velocity for the wide range of T_e/T_i including $T_e/T_i \sim 1$, which is valid in the upper ionosphere. The electrostatic ion cyclotron wave is destabilized by a relatively small field-aligned current in the upper ionosphere (KINDEL and KENNEL: J. Geophys. Res., **76**, 3055, 1971). A numerical model of the field-aligned acceleration by SATO (Symposium on Plasma Waves in the Magnetosphere, 66, 1978) is reviewed in order to emphasize an important role of the ionosphere; the existence of a resistive external circuit (ionosphere) is necessary for resolving the 'chicken-egg' cause and effect relationship among parallel electric field, anomalous resistivity and formation of runaway (accelerated) electrons precipitating downward into the ionosphere.

要旨: 異常抵抗とそれを起こす電流励起不安定性の物理的機構についてレビューし、オーロラ電子の沿磁力線加速に適用する。異常「抵抗」が加速に効くというパラドックスは「抵抗」が速度の異なる電子に対して異なって働くことを考慮すれば解決される (PAPADOPOULOS: Rev. Geophys. Space Phys., **15**, 113, 1977)。沿磁力線電流を担う大部分の電子は、乱流状態となった静電波との衝突により散乱減速され沿磁力線電場の維持に寄与する。この電場により速度分布のテイル付近の電子は加速される。上部電離層で可能な不安定性の中で、静電イオンサイクロトロン不安定性が最も小さな電子のドリフト速度で励起され、比較的小さな電流で不安定となる (KINDEL and KENNEL: J. Geophys. Res., **76**, 3055, 1971)。佐藤 (磁気圏プラズマ波動に関するシンポジウム, 66, 1978) により提唱された沿磁力線加速の数値モデルについて触れ、電離層の重要な役割について指摘する。抵抗性の外部回路 (電離

* 東京大学理学部地球物理研究施設. Geophysics Research Laboratory, University of Tokyo, 3-1, Hongo 7-chome, Bunkyo-ku, Tokyo 113.

層)の存在は沿磁力線電場,異常抵抗,電離層に降下する逃れ(加速)電子の形成を因果関係まで含めて解決するのに不可欠である.

1. は じ め に

オーロラ電子の加速の問題はオーロラの発生機構を解明する鍵を握る重要な問題であるが,最近のロケット,衛星による豊富な観測結果は,沿磁力線電場による電子の加速の可能性を裏付けている (ARNOLDY *et al.*, 1974; MOZER *et al.*, 1977; 福西, 1978).

一方,理論的にはすでにいくつかの沿磁力線加速のメカニズムが提唱されており (SWIFT, 1975; BLOCK and FALTHAMMAR, 1976; PAPADOPOULOS, 1977), これらのうちでも特にダブルレイヤー, 静電ショック, 異常抵抗による加速のメカニズムは, プラズマの非線形のふるまいに関係し興味ある問題を提供している. しかし, 逆にこのような理論的困難さから, 従来は局所的な議論に終始し, いずれのメカニズムも磁気圏での沿磁力線加速の問題にたたちに適用するのは困難であろう. 磁気圏での沿磁力線加速の問題では, 次の点が明らかにされなければならない.

(1) 従来の加速の議論は, 実験室プラズマとのアナロジーから E_{\parallel} (あるいは沿磁力線方向のポテンシャル差) の存在を始めから仮定したものが多く, 磁気圏プラズマでは, E_{\parallel} が無衝突プラズマ中に発生し維持され加速を起こす, という因果関係まで含めて議論しなければならない.

(2) 実際に何らかのメカニズムで沿磁力線加速が起こった場合に, 電子はどの程度のエネルギーに加速されるか.

(3) 観測結果は沿磁力線加速が比較的地球の近傍 ($1R_E$ 付近) で起こっていることを示唆しているが, このような場所を決めているものは何であろうか.

(4) (2) の問題とも関連するが, 電子がどれ位のエネルギーまで加速されるかという点は, 磁力線方向にどれ位の電位差が維持されるかという問題となり, これは究極的には加速を起こすエネルギー源に依存する. ではこのエネルギー源は, 磁気圏では何に対応するのであるか.

(4) の問題は, いまだに未解決の非常に重要な問題であるが, この論文では何らかのエネルギー源があるとして, その結果として起こる加速について論ずる. 特に異常抵抗による加速に焦点を当て, 前半ではその基礎的な面に触れ (PAPADOPOULOS, 1977), (1)~(3) について論ずる. また佐藤 (1978) によるシミュレーションモデルを例にとり, スペースの沿磁力線加

速の問題では、電離層という外部回路の存在が非常に重要であることを明らかにする。

2. 古典抵抗

無衝突磁化プラズマ中での電子の沿磁力線方向の運動は次の式で記述される。

$$m_e \frac{dv_{\parallel}}{dt} = -eE_{\parallel}. \quad (1)$$

この式はもし何らかの方法で E_{\parallel} を維持できれば、電子は容易に加速されることを示すが、そもそも磁気圏プラズマのように、希薄ではほぼ無衝突とみなせるプラズマ中で E_{\parallel} を定常的に（少なくとも電子が数 keV に加速されるに十分な時間）維持することは困難である。

一方、衝突のあるプラズマを考えれば、電子の運動は $m_i = \infty$ の極限で次のように記述される。

$$m_e \frac{dv_{\parallel}}{dt} = -eE_{\parallel} - m_e \nu v_{\parallel}, \quad (2)$$

したがって、定常状態では抵抗率 η_{\parallel} は次式で与えられる。

$$\eta_{\parallel} = \frac{m_e \nu}{ne^2} = \frac{4\pi\nu}{\omega_{pe}^2}. \quad (3)$$

つまり、電流を流せばオームの法則によって決まる $E_{\parallel} = \eta_{\parallel} j_{\parallel}$ の電場を定常的に維持することが可能である。しかし逆に加速という点から見ると、このような抵抗（衝突）は、電子に対して単に減速として働き、 E_{\parallel} によって一定速度でドリフトさせるだけで加速にはならない。

上記のように、流体的な概念（電子の速度分布を無視）で考える限り、 E_{\parallel} の維持（衝突が必要）と加速（無衝突であることが必要）とは相反する現象であり、加速に「抵抗」が効くという考えはパラドックスに思えるが、異常抵抗による加速がパラドックスでないことは PAPADOPOULOS (1977) によって明快に説明されている。そこで以下では PAPADOPOULOS (1977) にしたがって、まず古典抵抗について考えてみる。

クーロン衝突において、電子が式 (2) で表せるような大きな散乱角を持つ「衝突」を受けるのは、電子のポテンシャルエネルギー $e^2/(4\pi\epsilon_0 r)$ が粒子間の相対運動による運動エネルギー $m_e v_r^2/2$ (v_r は電子-イオン間の相対速度) と同程度になったときのみである。つまり電子は次式で与えられるような r_0 にまでイオンに接近しないと大きな散乱角を持つ散乱を受けない。

$$\frac{1}{2} m_e v_r^2 \approx \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0} \quad (4)$$

したがって衝突断面積 σ_0 は

$$\sigma_0 = \pi r_0^2 = \frac{e^4}{4\pi\epsilon_0^2 m_e^2 v_r^4} \quad (5)$$

て与えられ、クーロン衝突周波数は次式のように表せる。

$$\nu_C = n\sigma_0 v_r = \frac{ne^4}{4\pi\epsilon_0^2 m_e^2 v_r^3} \quad (6)$$

しかし、実際にはクーロン力が長距離力であるために小さな散乱角の散乱がより卓越し、式 (6) は

$$\nu_C = \frac{ne^4}{4\pi\epsilon_0^2 m_e^2 v_r^3} \ln A \quad (7)$$

とすべきである (SPITZER, 1962). ここで $\ln A$ はクーロン対数で $\ln A \sim 10$ である. 熱平衡状態での η_C を見積もるために $v_r \sim v_{Te}$ とすれば

$$\nu_C = \frac{ne^4}{4\pi\epsilon_0^2 m_e^2 v_{Te}^3} \ln A \quad (8)$$

となり、抵抗率 η_C は

$$\eta_C = \frac{m_e^{1/2} e^2}{4\pi\epsilon_0^2 (kT)^{3/2}} \ln A = 6.5 \times 10 \frac{\ln A}{T_e^{3/2}} \quad (9)$$

て与えられる。

次に電子がイオンに対して速度 V_D で相対的にドリフトしている場合を考える. $V_D \lesssim v_{Te}$ では $v_r \sim v_{Te}$ であり、式 (2) の衝突項の大きさ F は、 $F = \nu_C m_e V_D \propto V_D / v_{Te}^3$ となり V_D と共に大きくなり式 (2) は定常解を持つ. しかし逆に $V_D > v_{Te}$ では $v_r \sim V_D$ であり $F = \nu_C m_e V_D \propto 1/V_D^2$ となる. つまり F は V_D と共に小さくなり、直流電場がある場合には V_D で走る電子は加速され、 V_D が大きくなり衝突はますます小さくなり逃走電子 (runaway) となる. 図 1 は

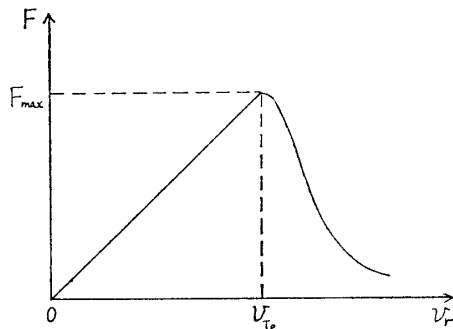


図 1 電子とイオン間の摩擦力をそれらの相対速度 v_r の関数として示す (PAPADOPOULOS, 1977 による)

Fig 1. Frictional force F between electrons and ions as a function of their relative velocity v_r (after PAPADOPOULOS, 1977)

以上の関係を定性的に示したもので、大部分の電子 ($v \lesssim v_{Te}$) はクーロン衝突を受けるが、マクスウェル分布の尾付近の電子は、クーロン衝突をほとんど受けずに電場によって加速され逃走電子となりうることを示している。大半の電子が、逃走電子となることなしにクーロン衝突によって維持される最大の電場 E_D (Dreicer 電場) は

$$E_D = \frac{ne^3}{4\pi\epsilon_0^2 kT} \ln A \quad (10)$$

で与えられる。

ここで磁気圏プラズマに対して η_c と E_D の大きさを見積もっておこう。 $h \sim 10^4$ km での値 $n \sim 10^7 \text{ m}^{-3}$ と $T_e \sim 3000^\circ\text{K}$ を代入すると式 (9), (10) より

$$\eta_c = 4 \times 10^{-8} \Omega\text{-m}$$

$$E_D = 10^{-8} \text{ V/m}$$

を得る。このように小さな電場によって生じる沿磁力線方向の電位差は、たとえ磁力線の全長にわたって積分しても高々数ボルトの値であり、オーロラ電子のエネルギーには程遠い。そこで、オーロラ電子のエネルギーに相当する電位差が磁力線方向に維持されるためには、異常に大きな抵抗が必要となるが、この値をごく大ざっぱに見積もってみる。オーロラアーキ中では $10 \mu\text{A/m}^2$ 程度の j_{\parallel} の存在が報告されているが (PARK and CLOUTIER, 1971), このような電流 (簡単のために冷電子により運ばれると考える) が、オーロラ電子のエネルギーに対応する $V_{\parallel} \sim 5 \text{ kV}$ の電位差により生じたものとする。さらに E_{\parallel} が $l \sim 1R_E$ 程度にわたって存在すると考えると、

$$E_{\parallel} = V_{\parallel}/l \sim 0.8 \text{ mV/m}$$

$$\eta_{ano} = E_{\parallel}/j_{\parallel} \sim 80 \Omega\text{-m}$$

となる。もちろんこれらの大きさは、 l に依存しあくまでオーダーの話であるが、いずれにしても $\eta_{ano} \gg \eta_c$, $E_{\parallel} \gg E_D$ である。ところで η_{ano} の大きさが、どの程度なのかを見るために電離層の抵抗と比較しておく。E 層のペダーセン抵抗率 η_{\perp}^{IS} の代表的な値は

$$\eta_{\perp}^{\text{IS}} \sim 6 \times 10^4 \Omega\text{-m}$$

であり、これは η_{ano} に比べればはるかに大きい。この事実は、電離層では数 kV の電位差を磁力線と垂直方向に維持するのは容易であることを意味し (実際ポーラーキャップには数十 kV の電位差がかかっている)、電離層という抵抗性の外部回路の存在が、 E_{\parallel} の成因を考える上で非常に重要であることを意味する。

上記のように、古典抵抗は異常抵抗に比べ、はるかに小さいが、加速の機構という点では

両者は似ておりクーロン衝突の場合でも次の点は重要である．つまり流体的な衝突（すべての電子に対して一定の衝突断面積として働く）と異なり，速度の小さな電子はクーロン衝突により減速を受け，オームの法則で決まるような電場 $E_0 (\lesssim E_D)$ の維持に寄与するが，一方速度の大きな電子はほとんどクーロン衝突の影響を受けずに， E_0 によって加速され逃走電子となる点である．これは異常抵抗の場合にもあてはまり，先に述べたパラドックスが，粒子のミクロ性を考えることによって解決されることを示している．ただし異常抵抗の場合には，電子とイオンとのクーロン衝突のかわりに，電子と静電波との「衝突」を考えなければならぬ．

3. 電流励起不安定性

古典抵抗よりもはるかに大きな異常抵抗は，プラズマ中の不安定性によってもたらされるが，オーロラを貫く磁力線上のプラズマ不安定性の励起機構を考える上で注目すべき点は，オーロラ帯でフレックアップ時，あるいは静穏時にも観測される沿磁力線電流の存在 (IIJIMA and POTEIRA, 1976) であろう．この $J_{||}$ の存在は，ただちにオーロラ電子の加速を起こす $E_{||}$ の存在を示唆するものではないが，十分大きな $J_{||}$ によって，磁力線に沿って何らかの静電不安定性が励起され，異常抵抗を生じさせる可能性についてはすでに数多く指摘されてきた（たとえば SWIFT, 1965）．そこで以下では，沿磁力線電流によって励起されうる Buneman 不安定性，イオン音波不安定性，静電イオンサイクロトロン不安定性の発生機構について説明し，計算機シミュレーションの結果と，磁気圏に適用する場合の問題点について詳しく議論する．

3.1 Buneman 不安定性

この不安定性は，流体的 (nonresonant) な不安定性である．図 2 のように，電子かイオンに対して速度 V_D でドリフトしているプラズマを考える．この系の分散式は，電子が静止した系で次のように与えられる．

$$1 = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} + \frac{\omega_{pi}^2}{(\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_D)^2}, \quad (11)$$

この方程式が不安定解 ($\ln(\omega) = \gamma > 0$) を持つためには

$$|\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_D| < \omega_{pe} \left[1 + \left(\frac{\omega_{pi}}{\omega_{pe}} \right)^{2/3} \right]^{3/2} \quad (12)$$

が必要である．さらに γ が最大となるのは $\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_D \approx \omega_{pe}$ のときで，このとき

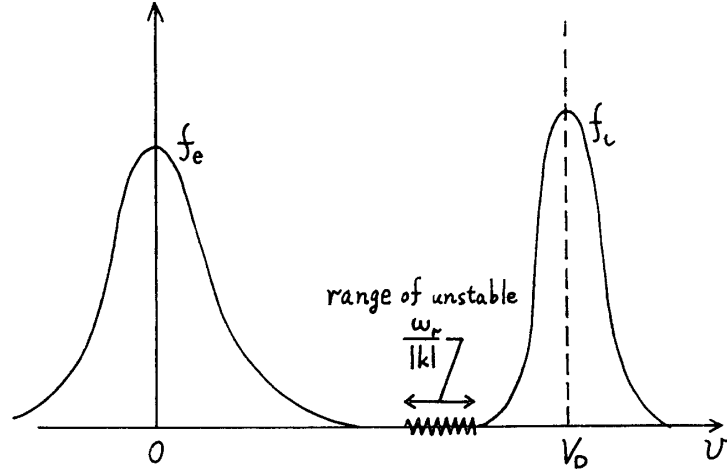


図 2 Buneman 不安定性に必要な電子とイオンの速度分布関数. ω_r は不安定波の位相速度の領域を示す

Fig 2. Electron and ion velocity distributions for the case of Buneman instability and the range of phase velocity of unstable waves

$$\omega \approx \omega_{pe} \left[1 + i \frac{\sqrt{3}}{2} \left(\frac{m_e}{2m_i} \right)^{1/3} \right] \quad (13)$$

のように与えられる. したがって不安定な波の位相速度は, 図 2 の ω_r で表した領域である. ただし以上の式は, 波に対して電子とイオンが冷たいビームとみなせる場合にのみ有効で, 次の条件が成立していなければならない.

$$\left| \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_D}{k} - \frac{\omega}{k} \right| \gg \sqrt{\frac{\kappa T_i}{m_i}}, \quad V_D \gg \sqrt{\frac{\kappa T_e}{m_e}}. \quad (14)$$

つまり Buneman 不安定性が起こるためには, $V_D > V_{Te}$ で与えられる非常に大きな電子のドリフト速度が要求される.

図 3 は, 2 つのイオンビームによる 2 流体不安定性の 1 次元数値シミュレーションの結果である (DAVIDSON *et al.*, 1970). この例では対称性から電流は 0 であるが, 不安定性の機構は図 2 の場合と本質的にかわらない. 初期状態では電子・イオン共に十分幅の狭い速度分布を持ち式 (14) の条件を満たしている. 不安定波の位相速度は図 3 (a) の ω_r の部分である. 不安定波の発達と共に電子の速度分布は平坦になり, ついには電子の速度分布が, 不安定波の位相速度と重なり ($V_{Te} \gtrsim V_D$), 波の成長は, 電子の強いランダウダンピングによって止まる (図 4). このように Buneman 不安定性は, 流体的な不安定性であるが, それが飽和するためにはマイクロな機構が必要である. このモデルでは不安定のエネルギー源は, 初期状態での電子・イオン間の相対ドリフトであり, 不安定性は自発的に発生し, 電子が加熱され V_{Te}

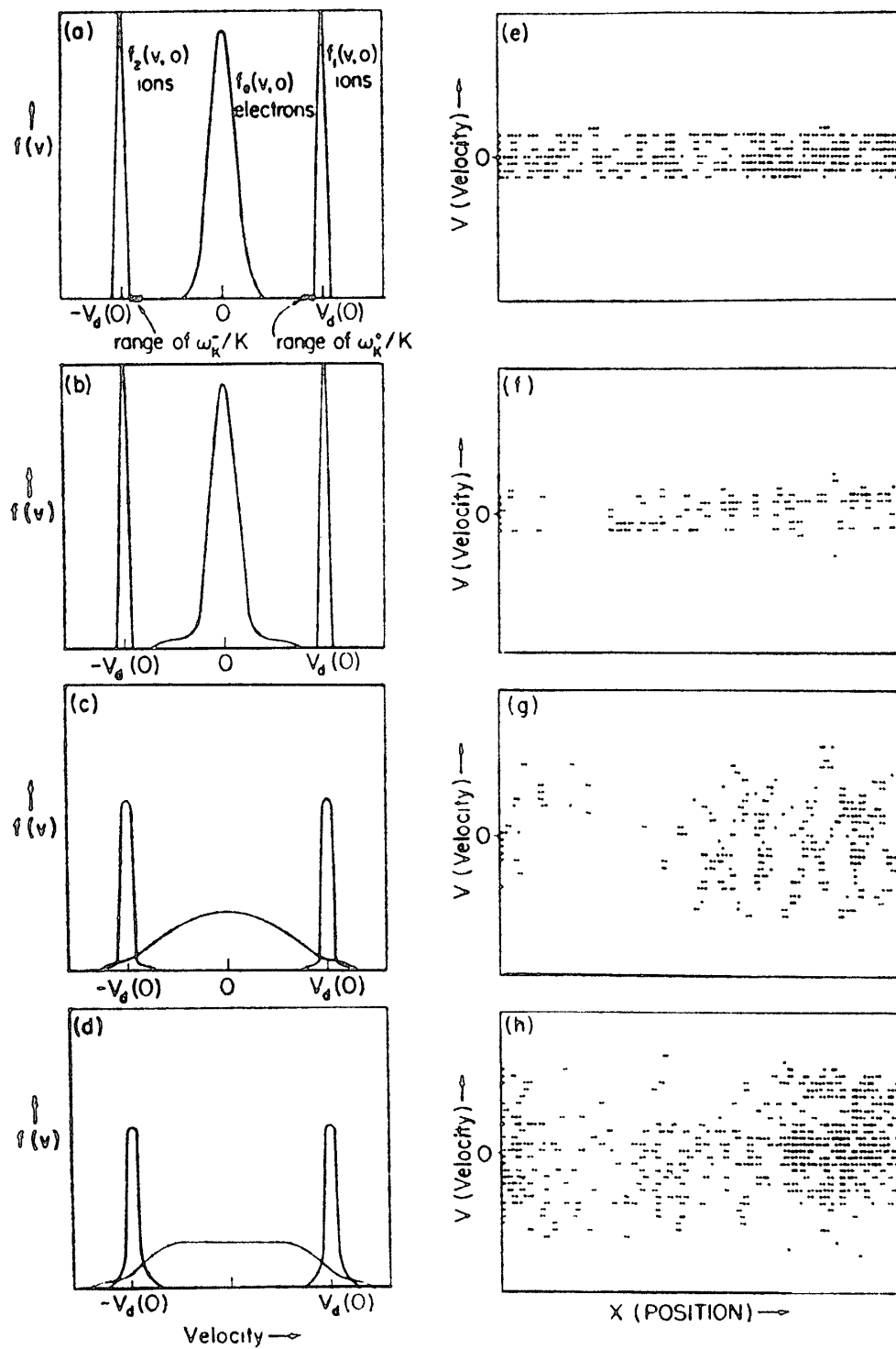


Fig 3

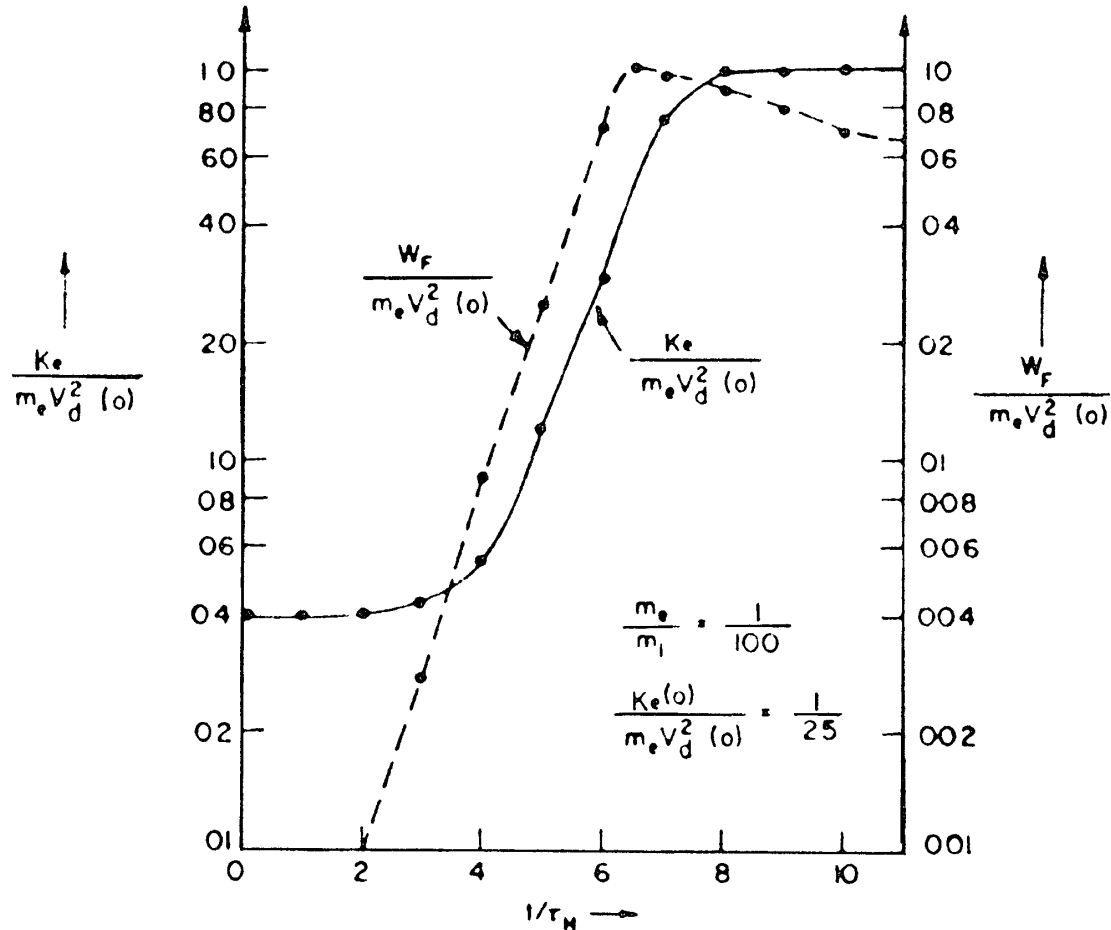


図 4 τ_H で正規化された時間に対する電子の運動エネルギー K_e と場の全エネルギー W_F のプロット (DAVIDSON *et al.*, 1970 による)

Fig. 4. Plot of electron kinetic energy K_e and total field energy W_F versus time, which is normalized by τ_H (after DAVIDSON *et al.*, 1970).

$\geq V_D$ となるために成長が止まる (図 2 のモデルでは, 不安定性の発達と共に相対速度 (電流) が減少することが予想され, このような自発的不安定性の末路は「電流切断」という状態に近いであろう). したがってこのような自発的な不安定では, 電子は有効に加熱されるが, 加速を起こす直流電場は維持されず有効な電子の加速は期待できない.

図 3 (a) $t=0$, (b) $t=3\tau_H$, (c) $t=7\tau_H$, (d) $t=11\tau_H$, での空間的に平均をとった分布関数. τ_H は最大の成長率の逆数で近似的に $\omega_{pe}^{-1} 2/\sqrt{3} (4m_i/m_e)^{1/3}$ で与えられる. (e) $t=0$, (f) $t=3\tau_H$, (g) $t=7\tau_H$, (h) $t=11\tau_H$ [$m_e/m_i=1/27$; $K_e(0)=1/25$] での電子の位相空間での分布 (DAVIDSON *et al.*, 1970 による).

Fig 3. Spatial average distribution functions at (a) $t=0$, (b) $t=3\tau_H$, (c) $t=7\tau_H$ and (d) $t=11\tau_H$ where τ_H is the maximum growth period given approximately by $\omega_{pe}^{-1} (2/\sqrt{3}) (4m_i/m_e)^{1/3}$. Electron phase space at (e) $t=0$, (f) $t=3\tau_H$, (g) $t=7\tau_H$ and (h) $t=11\tau_H$ [$m_e/m_i=1/27$; $K_e(0)=1/25$] (after DAVIDSON *et al.*, 1970).

次に、前記のモデルとは設定がまったく異なるモデルによる Buneman 不安定性の 1 次元シミュレーションを紹介する (BORIS *et al.*, 1970). 図 5 に示すように、このモデルでは $t=0$ で突然に電極間に大きな電場 $E_0(\gg E_D)$ を加える (これは、実験室プラズマの加熱では典型的な方法である). 図 6a は電子の電場方向のドリフト速度と熱速度の時間発展を示している.

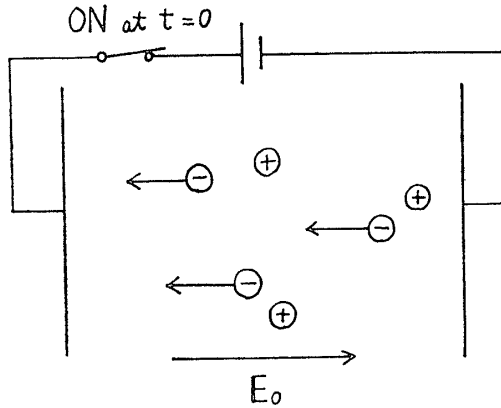


図 5 実験室プラズマでの電子加熱の典型的モデル. 大きな電場が $t=0$ で突然に与えられる. このモデルでは定常状態はあり得ない.

Fig 5 Typical model of electron heating in laboratory plasmas. Large electric field is applied suddenly at $t=0$. Note that there is no steady state in this model

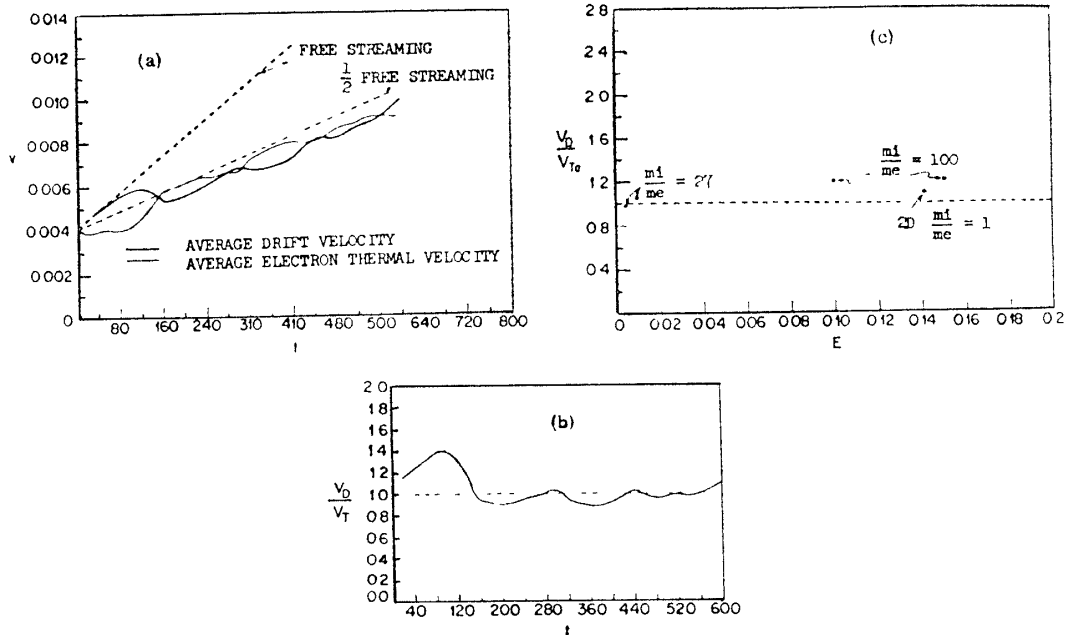


図 6 異常抵抗に対する 1 次元シミュレーション結果. (a) 典型的な 1 次元の計算に対するドリフト速度と熱速度を示す. (b) V_D/V_{Te} は 1 の回りでゆるやかに振動する. V_D は電子の平均ドリフト速度で V_{Te} は電子の平均熱速度を示す. (c) V_D/V_{Te} の平均値 (BORIS *et al.*, 1970 による)

Fig 6 One-dimensional simulation results on anomalous resistance (a) Drift and thermal velocities for a typical one-dimensional run (b) V_D/V_{Te} oscillated slightly about unity, where V_D is the average drift velocity and V_{Te} is the average electron thermal velocity (c) The average value of V_D/V_{Te} (After BORIS *et al.*, 1970)

図 5 から予想されるように, E_0 により電子は加速され逃走電子となり, ドリフト速度は時間と共に大きくなり, この逃走電子のビーム自身によって Buneman 不安定性が励起される. 図 6 a の示すように, 不安定波の発達と共に異常抵抗が発生し, 逃走電子ビーム自身が減速を受け電子は加熱され, この結果 $t \sim 160$ では $V_{Te} \gtrsim V_D$ となり, 電子によるランダウダンピングのために不安定性は飽和する. しかし不安定性が止まると電子の加速を妨げるものはない, ふたたび電子は自由に加速され $V_D > V_{Te}$ となり不安定性が起こる. このモデルでは外部から与えられた E_0 によって不安定性が駆動されている, という点で前記の自発的不安定性よりは磁気圏の沿磁力線加速の問題に近く, E_0 で電子が効率的に加速されている. しかし, やはり次の点で磁気圏の沿磁力線加速の問題とは本質的に異なる. つまりこのモデルでは外部電場は, $t=0$ で突然与えられ, そもそも平衡解はありえず, 系は間欠的に不安定性を起こしながら, よりエネルギーの高い状態へ移ってゆくが, 磁気圏の沿磁力線加速の問題では, $E_{||}$ が 0 から出発して有限になり, 加速を起こすという因果関係まで含めて論じなければならない点である. またスペースでは不安定性を起こす電流は, 主に冷電子によって運ばれ数 keV の高エネルギーの電子が加速によって作られると考えられるが, 上のモデルでは不安定性を起こす電子も, 加速される電子も同じエネルギーの電子であることに注意すべきである.

3.2. イオン音波不安定性

この不安定性は, 共鳴電子が原因となって起こるミクロな不安定性であり, 電子とイオンとの相対ドリフト V_D によって励起される. ただし図 7 に示すように V_D は, Buneman 不安定性を起こすほど大きくはない ($V_D \ll V_{Te}$). 位相速度が, 図 7 の ω_r の領域にある静電波を考えると, ここでは, 電子速度分布は正勾配となり, 電子は波に対して逆ランダウダンピングとして働き, この静電波を成長させる. 一方イオンについては, $|\omega_r/k| \gg (2\kappa T_i/m_i)^{1/2}$ でない限りイオン速度分布の負勾配の部分が位相速度と重なり, イオンは, この波に対してランダウダンピングとして働く. したがって不安定になるか否かは, 両者の兼ね合いによって決まるはずである. そこで分散式を計算すると (KRALL and TRIVELPIECE, 1973),

$$\omega_r^2 = \frac{k^2 C_S^2}{1 + k^2 \lambda_{De}^2}, \quad (15)$$

$$\gamma = -|\omega_r| \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{1}{(1 + k^2 \lambda_{De}^2)^{3/2}} \left\{ \underbrace{\left(\frac{T_e}{T_i} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{T_e}{2T_i(1 + k^2 \lambda_{De}^2)} \right]}_{\text{電子の逆ランダウダンピング}} + \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{V_D}{C_S} \sqrt{1 + k^2 \lambda_{De}^2} \right) \right\} \quad (16)$$

となる. ただし次の条件が必要である.

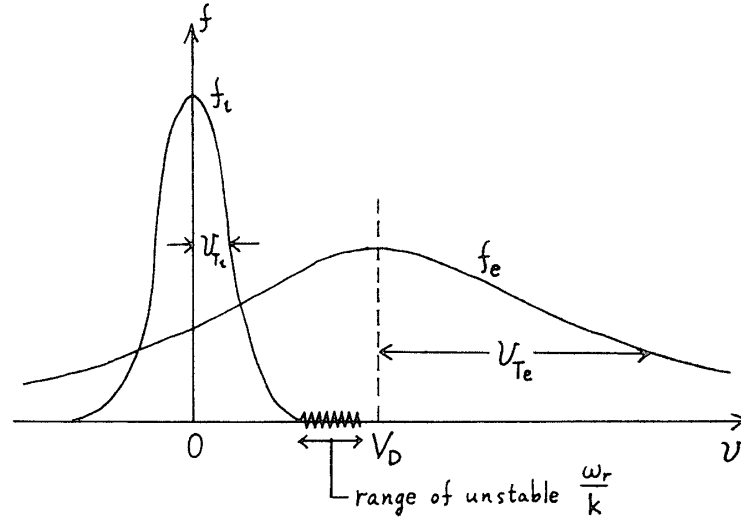


図 7 イオン音波不安定性に必要な電子とイオンの速度分布関数. U_{Ti} は不安定波の位相速度の領域を示す. 不安定性が起こるためには $V_{Ti} \ll |\omega_r/k| < V_D$ が必要である.

Fig 7 Electron and ion velocity distributions for the case of ion acoustic instability and the range of phase velocity of unstable waves. Note that for the instability to occur it is necessary that $V_{Ti} \ll |\omega_r/k| < V_D$.

$$\left| \frac{\omega_r}{k} \right| \gg \sqrt{\frac{2\kappa T_i}{m_i}}, \quad \left| \frac{\omega_r}{k} - V_D \right| \ll \sqrt{\frac{2\kappa T_e}{m_e}} \quad (17)$$

γ の右辺の \mathcal{W} 部は, イオンによるランダウタンピング項で, 一部は, 電子による逆ランダウタンピング項を表す. 式 (15) より位相速度は $C_s \simeq (\kappa T_e/m_i)^{1/2}$ であり, $T_i \sim T_e$ では $C_s \sim (\kappa T_i/m_i)^{1/2}$ となり, 図 7 の示すように, この波は, イオンにより非常に強いランダウタンピングを受ける. そこで不安定となるためには, 式 (16) (図 7) から次の条件が必要である.

$$T_e \gg T_i \left(C_s \gg \left[\frac{\kappa T_i}{m_i} \right]^{1/2} \right), \quad (18)$$

$$V_D > \frac{C_s}{\sqrt{1+k^2 \lambda_{De}^2}} \sim C_s. \quad (19)$$

この不安定性の飽和の機構については, 数多くの理論が提唱されており (たとえば SAGDEEV and GALEEV, 1969), また数値シミュレーションも行われている (MORSE and NIELSON, 1969; DUM *et al.*, 1974). しかしいずれも磁気圏の沿磁力線加速のモデルとは異なり, また磁気圏で最も問題となる逃走電子の発生については, ほとんど論じられていない. そこでスペースでのモデルに即してシミュレーションを行い, 電子の加速を定量的に論じることが必要であろう. ただし, MORSE and NIELSON (1969) は, イオン音波不安定の非線型状態でのふるまいが, モデルの設定方法 (プラズマに流す電流を一定にするか, 加える電圧を一定にす

るか) に依存することを示しており, この点は, 沿磁力線加速の問題でも重要な点となるであろう。

3.3. 静電イオンサイクロトロン不安定性

前記のように, イオン音波不安定性は $T_e \gg T_i$ でしか励起されないが, $T_i \sim T_e$ でも磁力線に対して斜めに伝搬する静電波を考えれば, この波は, イオン音波不安定性と同じ機構で不安定となりうる。この不安定性は, 静電イオンサイクロトロン不安定性と呼ばれ, その励起機構を図 8 に示す。図 7 と異なり不安定波の位相速度 (ω_r 部) と, イオンの速度分布とがかなり重なっており ($T_e \sim T_i$), もし $k=k_{\parallel}$ ならば, 多くのイオンが波と共鳴し強いイオンランダウダンピングを与えるはずである。ところが, $k_{\perp} \neq 0$ のために, $\omega \gtrsim \Omega_i$ 付近でイオンはサイクロトロン運動の影響を受け, 波と共に共鳴したまま k 方向に進むことが許されずランダウダンピングには効かない。一方, 電子の方は, $k_{\parallel} \neq 0$ のために図 7 と同じ機構で波を不安定にさせる。したがって, $T_e \sim T_i (C_S \sim \sqrt{k T_i / m_i})$ の状態でも波は不安定となり, 分散式は次のように与えられる (BENFORD, 1976)。

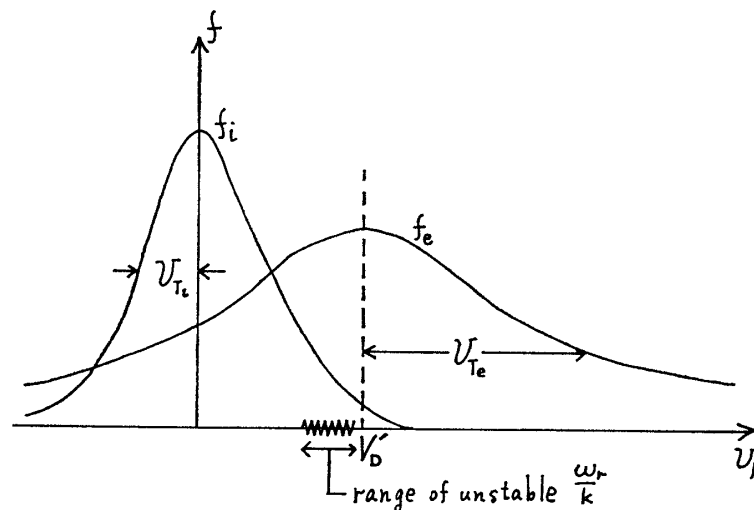


図 8 静電イオンサイクロトロン不安定性に必要な電子とイオンの速度分布関数。~~~~ は不安定波の位相速度の領域を示す。 V_D' は波の伝搬方向 (磁場に対して斜め) の電子のドリフト速度成分を示す。 $k_{\perp}=0$ の場合には強いイオンのランダウダンピングを受ける領域に波の位相速度があっても $k_{\perp} \neq 0$ では不安定性が起こりうる。

Fig 8. Electron and ion velocity distributions for the case of electrostatic ion cyclotron instability and the range of phase velocity of unstable waves. V_D' is the drift velocity of electrons in the direction of the wave propagation (oblique to the magnetic field). Note that the instability occurs even if the wave phase velocity lies in the region of strong ion Landau damping in the case of $k_{\perp}=0$.

$$\omega_r = (1 + \beta)\Omega_i, \quad (20)$$

$$r = r_e + r_i = \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \beta \left\{ \Omega_i \left(\frac{V_D}{V_e} - \frac{\Omega_i}{k_{\parallel} V_e} \right) - \omega \left(\frac{\omega - \Omega_i}{k_{\parallel} V_{Ti}} \right) \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\omega - \Omega_i}{k_{\parallel} V_{Ti}} \right)^2 \right] \right\} \quad (21)$$

ただし

$$\beta = \frac{T_e}{T_i} e^{-S} I_1(S), \quad S = \left(\frac{k_{\perp} V_i}{\Omega_i} \right)^2$$

したがって、この波は、次の条件が成りたつとき不安定となる (PAPADOPOULOS, 1977)

$$V_D > u_c = 15 \frac{T_i}{T_e} V_{Ti}. \quad (22)$$

4. 上部電離層への適用

最近の観測結果は、オーロラ電子の加速が、比較的地球に近い高度 $1R_E$ 付近で起こっていることを裏付けている。加速が起こる高さを論じる上で忘れてはならないのは、上部電離層の重要性を最初に指摘した KINDEL and KENNEL (1971) の論文であろう。彼らは上記の電流励起不安定性、特にイオン音波不安定性と、静電イオンサイクロトロン不安定性を起こすのに必要な電子のドリフト速度の閾値を求め、またイオン組成の違いによる効果も明らかにした。図 9 は、 H^+ で構成されるプラズマに対して各不安定性のドリフト速度の閾値を T_e/T_i に対してプロットしたものである。 $T_e/T_i \sim 1$ を含むかなり広い T_e/T_i の領域で、静電イオンサイクロトロン不安定性の閾値の方が、イオン音波不安定性の閾値より小さく、上部電離層では静電イオンサイクロトロン不安定性の方が、イオン音波不安定性よりはるかに起こりやすいことを示している。図 10 では、静電イオンサイクロトロン波の $\gamma=0$ となるモードの k_{\perp}/k_{\parallel} , $\mu_i = k_{\perp}^2 a_i^2 / (2\Omega_i^2)$, ω/Ω_i が、 T_e/T_i に対してプロットされており、 $T_e/T_i \ll 1$ では、 k_{\parallel} 大のモードはイオンによる強いランダムダンピングを受け、 k_{\perp} の大きなモードがより不安定になりやすいことを示している。

次に、観測事実との比較の上でも重要な閾値の、高さによる変化を表したものが図 11 である。ただし、この図では高さに対して閾値 V_e から求めた電子フラックスの閾値をプロットしてある。左端の数字は、フラックスを $\mu A/m^2$ の単位で電流に換算した値である。実線は、上からイオン音波、 H^+ の静電イオンサイクロトロン波、 O^+ の静電イオンサイクロトロン波の閾値を表し、点線は、高度 200 km で図のように与えた電流密度が、磁力管を通る電流の連続性から高さと共にどのように変化するかを示している。磁力管が高さと共に太くなるために電流密度もほぼ B_0 に比例して減少する。また、すべての高さで O^+ の静電イオ

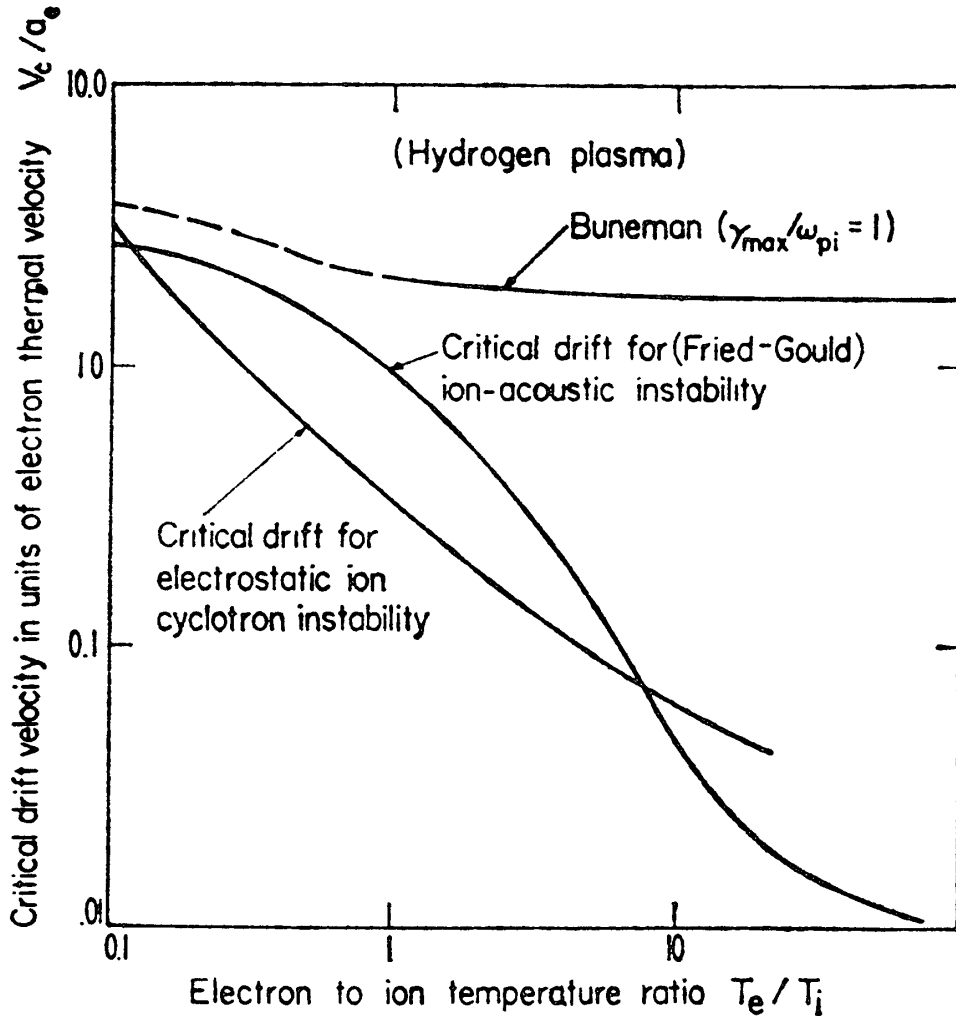


図 9 電子温度とイオン温度の比, T_e/T_i の関数として電子の熱速度で正規化された静電イオンサイクロトロン波とイオン音波の H^+ プラズマに対する電子ドリフトの閾値を示す. $0.1 < T_e/T_i < 8$ の領域で H^+ のサイクロトロン波はより小さな電流で不安定となる. また STRINGER (1964) の結果を使って計算したイオン音波の最大成長率がイオンのプラズマ周波数に等しくなる, つまり非共鳴の強い不安定性 (Buneman 不安定性) に移行するドリフト速度を示す. 点線は STRINGER の計算が妥当でない領域を示す (KINDEL and KENNEL, 1971 による).

Fig. 9. Hydrogen plasma critical drifts, normalized to the electron thermal speed, of the ion cyclotron and ion acoustic waves as a function of electron to ion temperature ratio, T_e/T_i . The H^+ cyclotron wave is unstable to the smaller current over the range $0.1 < T_e/T_i < 8$. In addition, we plot, using STRINGER's (1964) results, the drift for which the maximum ion acoustic growth rate equals the ion plasma frequency, the transition to nonresonant strongly unstable behavior (BUNEMAN, 1959). The dotted lines indicate where STRINGER's estimates may be inaccurate (after KINDEL and KENNEL, 1971).

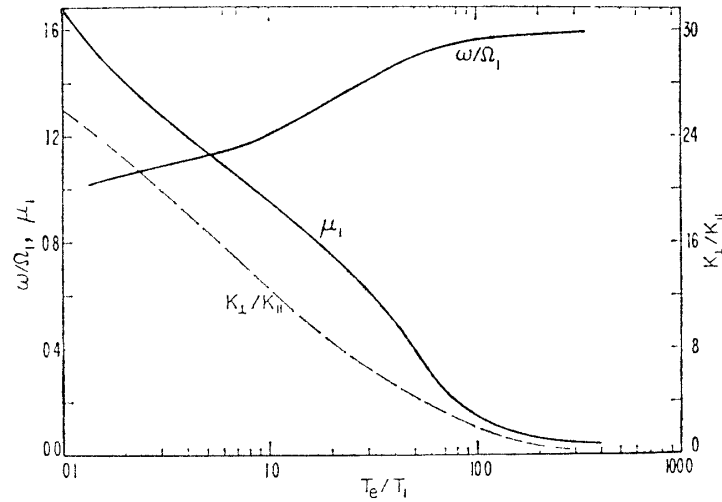


図 10 H^+ プラズマに対して電子温度とイオン温度の比の関数として、成長率が 0 となる周波数 ω , 垂直方向の波数 $\mu_i = k_{\perp}^2 a_i^2 / 2\Omega_i^2$, k_{\perp}/k_{\parallel} の比を示す。これらは、ほぼどのイオンに対しても同じである ω/Ω_i と μ_i は同じスケールでプロットされている。解析的扱いが困難な領域では FORSLUND *et al.* (1971) の数値結果を使用した。 ω が Ω_i に近い短波長の斜め伝搬の波は小さな T_e/T_i の領域で励起される。大きな T_e/T_i では波数ベクトル k は平行方向に近くなり ω は $3/2\Omega_i$ に接近する (KINDEL and KENNEL, 1971 による)。

Fig 10 Critically unstable frequency ω , perpendicular wave number $\mu_i = k_{\perp}^2 a_i^2 / 2\Omega_i^2$, and ratio \perp to \parallel wave number k_{\perp}/k_{\parallel} as a function of electron to ion temperature ratio for H^+ plasma; these are approximately the same for any ion. ω/Ω_i and μ_i are plotted on the same scale. Where analytical analysis was difficult, we have relied on numerical results of FORSLUND *et al.* (1971). Short wavelength oblique waves with ω close to Ω_i are excited at small T_e/T_i ; at large T_e/T_i , the k vector swings toward the parallel direction, while ω approaches $3/2\Omega_i$ (after KINDEL and KENNEL, 1971).

ンサイクロトロン波の閾値が、 H^+ の閾値より小さくなっているが、これは T_i が等しいとすると O^+ の熱速度が、 H^+ の熱速度の $1/4$ となり、イオンのランダウダンピングの影響が小さくなるためである。 H^+ の卓越する高度 $1R_E$ 付近では、数 $\mu A/m^2$ の電流 (高さ 200 km で) で静電イオンサイクロトロン波が、不安定になることがわかる。この図では、静電イオンサイクロトロン波が、不安定となる高さ領域の下限は、はっきりと定義され、高さ 1000 km (電流値に依存) 付近である。一方、上限はこの図からははっきりしないが、実際に E_{\parallel} が加わっている長さにも関係し、観測の方からも明らかにすべき点であろう。

5. 異常抵抗と逃走電子の生成

図 1 が示すように、電子とイオンとのクーロン衝突では、衝突による摩擦力は、相対速度

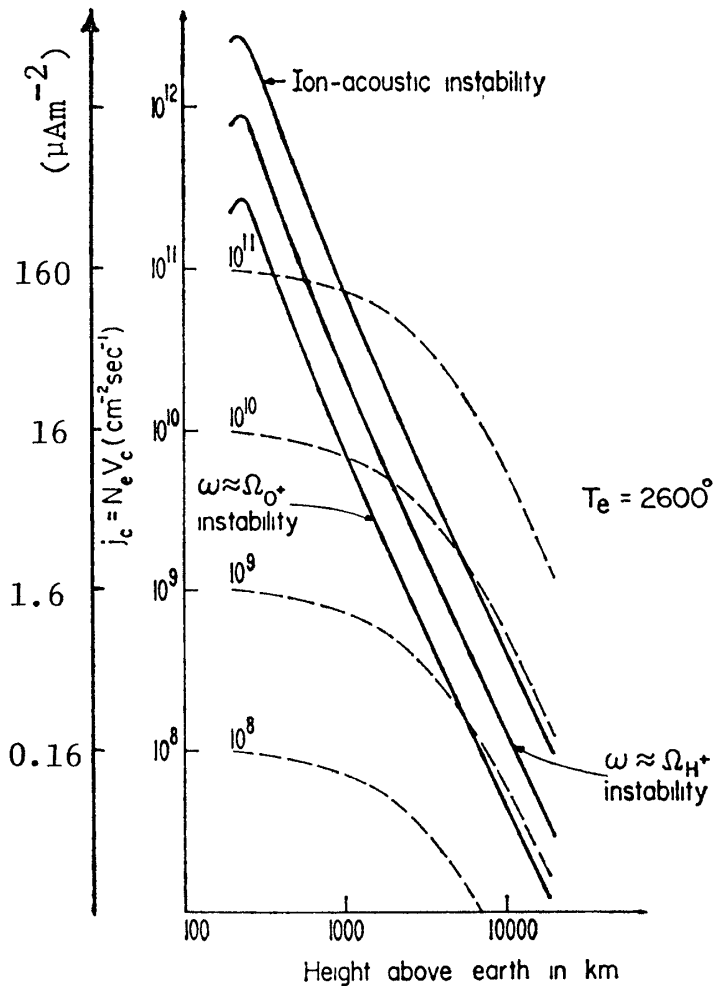


図 11 閾値電流の高さ分布と電流の連続を仮定した沿磁力線電流との比較. プラズマを構成するイオンが O^+ と仮定した O^+ サイクロトロン波に対する閾値電流 (最も下の実線), H^+ サイクロトロン波の閾値電流 (真ん中の実線), イオン音波の閾値電流 (上の実線) を示す. T_e/T_i は 1 にとつてある. 点線は $L \approx 8$ とし電流が保存されると仮定して高さの関数として高度 200 km での沿磁力線電流フラックス, $10^8, 10^9, 10^{10}, 10^{11} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$ の電流密度の変化を示す. この電離層に対しては, $10^8 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$ では安定で, $10^9 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$ ではサイクロトロン波が励起され, $10^{10} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$ ではイオン音波が励起される. 電流が増大すると, 不安定領域は低高度に移る (KINDEL and KENNEL, 1971 による).

Fig 11 Comparison of critical current profiles and field-aligned currents. We computed the critical current for the O^+ cyclotron wave assuming the plasma were pure O^+ (lowest solid curve), the pure H^+ cyclotron wave (middle solid curve), and the ion acoustic wave (top solid curve). T_e/T_i was chosen to be 1. The dotted lines represent the current densities for total field-aligned current fluxes (at 200 km) of $10^8, 10^9, 10^{10}$, and $10^{11} \text{ electrons/cm}^2 \cdot \text{sec}$ as a function of height assuming $L \approx 8$ and that the current is conserved. For this ionosphere, $10^8 \text{ electrons/cm}^2 \cdot \text{sec}$ is stable, $10^9 \text{ electrons/cm}^2 \cdot \text{sec}$ excites cyclotron waves, $10^{10} \text{ electrons/cm}^2 \cdot \text{sec}$ may excite ion acoustic waves. As the current increases, the unstable region moves to lower altitude (after KINDEL and KENNEL 1971).

がある程度大きくなると速度と共に小さくなり、 $E_0(\leq E_D)$ によって速度の大きな電子は、逃走電子となる。では無衝突プラズマ中にイオン音波、あるいは静電イオンサイクロトロン波が、励起され十分に発達した状態ではどうであろうか。このような状態では、共鳴電子およびいままでも電流を担っていた冷電子は、静電波によってトラップされ減速を受ける。つまり乱流状態になった静電波の存在は、大部分の電子に対しては異常抵抗として働くであろう。一方、速度の大きな電子は、静電波の障壁を自由にのりこえ、波による散乱をほとんど受けない。したがって、電子と静電波の「衝突」によって起こる異常抵抗の場合にも、その衝突によって電子に働く摩擦力は、図1のように速度と共に変化することが予想される。つまり、異常抵抗は、冷電子に対してのみ抵抗として働き、 E_{\parallel} を維持させ、逆に速度の大きな電子は、この E_{\parallel} によって選択的に加速される（高エネルギー通過フィルターといえる）可能性を示す。そこで磁気圏の沿磁力線加速の場合でも、十分大きな沿磁力線電流が何らかの機構で駆動されていれば、この電流は電流励起不安定性を起こし、異常抵抗を発生させオームの法則によって決まる E_{\parallel} を作り出し、オーロラ電子の加速を起こさせるという因果関係を考えることができる。もちろんどれくらいのエネルギーにまで加速されるか、という定量的な問題が重要であるが、このような問題は、不安定性の非線型状態での飽和機構に関係し、理論的に解くのは非常に困難であろう。そこで、最近、佐藤(1978)によって提唱された沿磁力線加速の問題を、定量的に明らかにする粒子シミュレーションモデルについて簡単に紹介しよう。

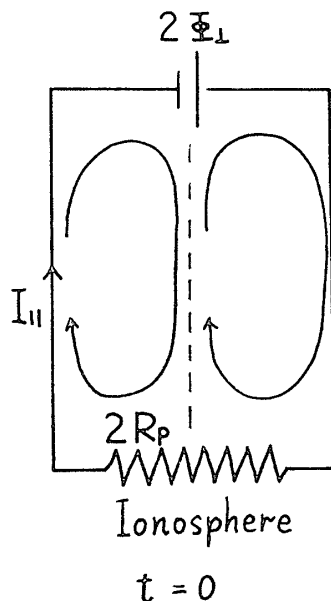


図 12 定電圧源駆動沿磁力線加速モデル (佐藤, 1978). $t=0$ では $I_{\parallel} = \Phi_{\perp}/R_p$ の大きさの沿磁力線電流が等電位の磁力線に沿って流れる. ここで R_p は電離層のペダーセン抵抗である. 対称性から閉回路の半分のみ考えれば良い.

Fig. 12. Constant potential source-driven field-aligned acceleration model (SATO, 1978). At $t=0$ field-aligned current with intensity of $I_{\parallel} = \Phi_{\perp}/R_p$, where R_p is the ionospheric Pedersen resistivity, flows along the equipotential field line. Owing to the symmetry we have only to consider a half of the closed circuit.

図 12 は、佐藤 (1978) による定電圧源駆動沿磁力線電流モデルを示している。図 5 の実験室プラズマのモデルの設定とは異なり、このモデルでは、磁気圏プラズマに特有な電離層という外部抵抗 R_p の存在が、考慮されていることに注意しなければならない。したがって、 Φ_{\perp} で表される定電圧源は、 $t=0$ では磁力線方向のポテンシャル差を与えるものではなく、単に R_p に加えられた磁力線と垂直方向の電位差にすぎない。そこで、 $t=0$ で等ポテンシャルの磁力線を流れる電流は、

$$I_{\parallel} = \frac{\Phi_{\perp}}{R_p} \quad (23)$$

で与えられ、この電流は、冷電子によって運ばれているとする。 I_{\parallel} が、電流励起不安定性を起こすのに必要な閾値より大であれば静電波が励起され、十分に発達した段階では異常抵抗を発生させる。この異常抵抗のために I_{\parallel} を担っていた冷電子は、減速を受け I_{\parallel} は減るが Φ_{\perp} が一定であるために $I_{\parallel} R_p < \Phi_{\perp}$ となり、磁力線にも有限の電位差が加わるようになる。この電位差は定常的に（少なくとも電子を加速するのに十分な時間）維持され、十分に速度の大きな電子は、この E_{\parallel} によって加速され逃走電子となり電離層に落下する。この逃走電子も I_{\parallel} に寄与するが、それを $I_{\parallel h}$ と表し、冷電子によって運ばれる電流を $I_{\parallel c}$ としよう。このように定義すれば $t > 0$ で成立するオームの法則は、次のように与えられるであろう。

$$l\eta_{ano}I_{\parallel c} + (I_{\parallel c} + I_{\parallel h})R_p = \Phi_{\perp} \quad (24)$$

ここで、 η_{ano} は、 $I_{\parallel c}$ に対してのみ抵抗として働くことに注意すべきである。そこで計算機シミュレーションによって η_{ano} , $I_{\parallel c}$, $I_{\parallel h}$ を定量的に調べれば $\Phi_{\parallel} = l\eta_{ano}I_{\parallel c}$ が計算でき、実際に電子が、オーロラを光らせるのに十分なエネルギーにまで加速されるか否かわかるはずである。このモデルが、今までのモデルとまったく異なる点は、 $t=0$ では $\Phi_{\parallel} = 0$ であり、 Φ_{\perp} は電離層の抵抗にかかっており、不安定性のダイナミックな発展を初期値境界値問題として追うことにより、異常抵抗の発生、有限の Φ_{\parallel} の発生、加速の問題を因果関係まで含めて議論できるという点にある。したがって、この計算によれば Φ_{\perp} , R_p を与えることによって、最も知りたい Φ_{\parallel} を自己無撞着に求めることができる。すでに 1 次元のイオン音波に対しては、佐藤 (1978) により粒子シミュレーションが行われている。

次に、佐藤 (1978) による定電流駆動沿磁力線電流モデル (図 13) を考えよう。このモデルでは図 12 のモデルと異なり、系には常に一定の電流が供給されている。 $t=0$ では磁力線は、等ポテンシャルで冷電子により電流が流れているが、この電流の大きさが、電流励起不安定

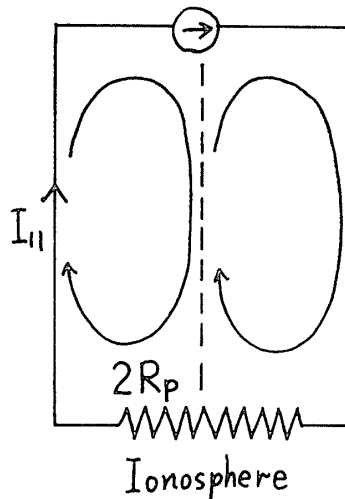


図 13 定電流源駆動沿磁力線加速モデル (佐藤, 1978)

Fig 13. Constant current source-driven field-aligned acceleration model (SATO, 1978)

性の閾値を越えるものであれば不安定性が発生し，異常抵抗を起こし，冷電子は減速を受け，冷電子によって運はれる電流は，減少する．しかし，定電流源によって沿磁力線電流が駆動されているために電流は一定でなければならず，この電流の減少分は，必ず異常抵抗によって磁力線方向に生じた E_{\parallel} によって生ずる逃走電子によって補われるであろう．

6. ま と め

上部電離層では，比較的小さな沿磁力線電流によって静電イオンサイクロトロン波あるいはイオン音波が励起されやすく，これらの静電波は，十分に発達すると異常抵抗を呈する．この異常抵抗は，あくまで静電波との「衝突」によって有効に散乱される冷電子に対する異常散逸機構であり，速度の大きな電子にはほとんど抵抗として働かない．そこで，沿磁力線電流が，何らかの機構で定常的に駆動されていれば，異常抵抗によって冷電子は， E_{\parallel} の維持に寄与し，一方速度の大きな電子は， E_{\parallel} により加速され逃走電子となり電離層に落下する．電離層の抵抗の存在を考えれば上記の E_{\parallel} の発生と加速の問題は，因果関係まで含めて自己無撞着に解決されうる．電子が，実際にとれ位のエネルギーにまで加速されるか，という定量的な問題には計算機シミュレーションが不可欠で，すてに，佐藤 (1978) により粒子シミュレーションが行われている．また観測の方からは，とれ位の高さ領域で E_{\parallel} あるいは静電波が存在するかという点を明らかにすべきである．

このレビューでは特に異常抵抗による加速に焦点をあて，その可能性を論じてきたが，これはあくまで数多くある加速機構の 1 つであることを忘れてはならない．また加速を論じる場合に最も根源となるエネルギー源 (図 12, 図 13 の定電圧源, 定電流源) については触れ

ることができなかったが、電子が、どれ位のエネルギーにまで加速されるかという点は、すべてエネルギー源の大きさに依存している。したがって、今後観測事実を説明するためには、加速を起こす機構の解明と共にエネルギー源の解明も行わなければならない。

文 献

- ARNOLDY, R. L., LEWIS, P. B. and ISAACSON, P. O. (1974) Field-aligned auroral electron fluxes J. Geophys. Res., **79**, 4208–4221
- BENFORD, G. (1976): Electrostatic ion cyclotron waves plasma heating, frequency shifts and linewidths J. Plasma Phys., **15**, 431–446.
- BLOCK, L. P. and FALTHAMMAR, C. G. (1976): Mechanisms that may support magnetic field-aligned electric fields in the magnetosphere Ann. Geophys., **32**, 161–174
- BORIS, J. P., DAWSON, J. M., ORENS, J. H. and ROBERTS, K. V. (1970) Computations on anomalous resistance. Phys. Rev. Lett., **25**, 706–710.
- BUNEMAN, O. (1959): Dissipation of currents in ionized media Phys. Rev., **115**, 503–517 (cf. KINDEL, J. M. and KENNEL, C. F. (1971): Topside current instabilities J. Geophys. Res., **76**, 3055–3078)
- DAVIDSON, R. C., KRALL, N. A., PAPADOPOULOS, K. and SHANNY, R. (1970): Electron heating by electron-ion beam instabilities Phys. Rev. Lett., **24**, 579–582.
- DUM, C. T., CHODURA, R. and BISKAMP, D. (1974): Turbulent heating and quenching of the ion sound instability. Phys. Rev. Lett., **32**, 1231–1234
- FORSLUND, D. W., KENNEL, C. F. and KINDEL, J. M. (1971): Current driven electrostatic and electromagnetic ion cyclotron instabilities submitted to Phys. Rev. Lett. (cf. KINDEL, J. M. and KENNEL, C. F. (1971): Topside current instabilities. J. Geophys. Res., **76**, 3055–3078).
- 福西 浩 (1978): 粒子観測からみた磁気圏と電離圏のカップリング. 惑星プラズマ圏および磁気圏研究会, 昭和53年度文部省科学研究費総合研究 (A) 報告書, 50–62.
- IJIMA, T. and POTEIRA, T. A. (1976): The amplitude distribution of field-aligned currents at northern high latitudes observed by Triad J. Geophys. Res., **81**, 2165–2174
- KINDEL, J. M. and KENNEL, C. F. (1971) Topside current instabilities J. Geophys. Res., **76**, 3055–3078.
- KRALL, N. A. and TRIVELPIECE, A. W. (1973). Principles of Plasma Physics New York, McGraw-Hill, 674 p.
- MORSE, R. L. and NIELSON, C. W. (1969): One-, two-, and three-dimensional numerical simulation of two-beam plasmas. Phys. Rev. Lett., **23**, 1087–1090
- MOZER, F. S., CARLSON, C. W., HUDSON, M. K., TORBERT, R. B., PARADY, B., YATTEAU, T. and KELLEY, M. C. (1977): Observations of paired electrostatic shocks in the polar magnetosphere Phys. Rev. Lett., **38**, 292–295
- PAPADOPOULOS, K. (1977): A review of anomalous resistivity for the ionosphere. Rev. Geophys. Space Phys., **15**, 113–127
- PARK, R. J. and CLOUTIER, P. A. (1971) Rocket-based measurement of Birkeland currents related to an auroral arc and electrojet. J. Geophys. Res., **76**, 7714–7733.
- SAGDEEV, R. Z. and GALEEV, A. A. (1969): Nonlinear Plasma Theory. New York, Benjamin, 122 p.
- 佐藤哲也 (1978): Field-aligned 加速. 磁気圏プラズマ波動に関するシンポジウム, 昭和53年度文部省科学研究費総合研究 (B) 報告書, 66–71.

- SPITZER, L. (1962)· Physics of Fully Ionized Gases New York, Interscience, 170 p
- STRINGER, T. E (1964)· Electrostatic instabilities in current carrying and counterstreaming plasma
Plasma Phys (J Nucl Energy, C), **6**, 267–279 (*cf* KINDEL, J. M. and KENNEL, C. F. (1971). Topside
current instabilities J. Geophys. Res , **76**, 3055–3078).
- SWIFT, D W. (1965) A mechanism for energizing electrons in the magnetosphere J. Geophys Res.,
70, 3061–3073
- SWIFT, D. W. (1975). On the formation of auroral arcs and acceleration of auroral electrons. J.
Geophys Res , **80**, 2096–2108

(1979年5月14日受理)